

УДК 523.62—726

ГЕНЕРАЦИЯ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН ДВИЖУЩИМСЯ ЗАРЯДОМ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

А. Г. БАРСЕГЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 10 мая 1990 г.)

Рассмотрено излучение альфвеновских волн движущимся внешним зарядом в магнитоактивной плазме. Показано, что излучение сосредоточено в области траектории источника и плотность энергии излучения с удалением от области движения источника резко убывает.

По современным представлениям, альфвеновские волны (АВ) играют значительную роль в процессах, происходящих в магнитосферах Земли и планет, межпланетной плазме, явлениях на Солнце, в радиогалактиках и др. Предлагаются и рассматриваются различные механизмы возбуждения и распространения АВ в околоземной плазме [1, 2]. В связи с этим представляет интерес излучение заряженных частиц в магнитоактивной плазме с точки зрения генерирования АВ.

В настоящей работе рассмотрено возбуждение альфвеновских флуктуаций в безграничной магнитоактивной плазме внешними зарядами, под которыми можно понимать потоки заряженных частиц, переносимые солнечным ветром, инжектируемые в космической плазме пучки в, так называемых, активных экспериментах (см., напр., [3]) и т. п.

Рассмотрим плазму, которую будем считать несжимаемой и будем описывать самосогласованной системой линейных уравнений магнитной гидродинамики (МГД) для идеально проводящей среды ($\sigma \rightarrow \infty$). С учетом внешних токов система МГД уравнений имеет вид

$$\frac{c^2}{\sigma t^2} \mathbf{v} = c_A^2 \left[\text{rot rot} \left[\mathbf{v} \times \hat{\mathbf{e}}_z \right] \times \hat{\mathbf{e}}_z \right] - \frac{H_0}{c_0 c} \left[\frac{d\mathbf{j}}{dt} \times \hat{\mathbf{e}}_z \right],$$

$$\frac{c h}{\sigma t} = H_0 \text{ rot} \left[\mathbf{v} \times \hat{\mathbf{e}}_z \right]. \quad (1)$$

Здесь $c_A = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi \rho_0}}$ — альфвеновская скорость, ρ_0 — невозмущенная мас-

совая плотность плазмы, $\mathbf{v}$ — возмущение массовой скорости плазмы, h — флуктуации магнитного поля в плазме, $\mathbf{H}_0 = H_0 \hat{\mathbf{e}}_z$ — внешнее постоянное магнитное поле, $\mathbf{j}$ — плотность тока, возбуждаемая внешними источниками.

Система (1) описывает флуктуации магнитного поля h и поля скоростей $\mathbf{v}$, обусловленные наличием внешнего тока в замагниченной

плазме. Для нахождения этих флуктуаций разложим входящие в (1) величины в интеграл Фурье, решим получающиеся алгебраические уравнения относительно неизвестных амплитуд и произведем обратное преобразование. Флуктуации поля скоростей примут вид

$$v_x, y = \pm \int i \frac{H_0 \omega}{\rho_0 c} \cdot \frac{i_{x,y}}{(-\omega^2 + c_A^2 k_z^2)} e^{i(kr - \omega t)} d^3 k d\omega. \quad (2)$$

Если источником тока является заряд q , движущийся во внешнем поле $H_0 = H_0 \hat{e}_z$ по винтовой линии радиуса l со скоростью $v_0 = v_0 \hat{e}_z$ и частотой Ω , то выражение (2) принимает вид:

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} v_x \\ v_y \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 1 \\ -i \end{Bmatrix} \frac{H_0}{\rho_0 c} \cdot \frac{q \Omega l}{16 \pi^2} \sum_{s=-\infty}^{\infty} (-i)^s \int \omega e^{i s \psi} \delta(k_z v_0 - \omega + \Omega s) \times \\ \times \frac{[J_{s+1}(xl) e^{i\psi} \mp J_{s-1}(xl) e^{-i\psi}]}{(-\omega^2 + c_A^2 - k_z^2)} e^{i(kr - \omega t)} d^3 k d\omega. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь x — поперечная компонента волнового вектора k , ψ — угол $(\hat{k}, \hat{e}_z)$, $J_{s\pm 1}(xl)$ — функции Бесселя порядка $(s \pm 1)$ соответственно.

Интегрирование этого выражения в приближении $\frac{l}{\rho} \ll 1$ (ρ — расстояние точки наблюдения от оси z) и в интервале азимутальных углов $\left[0, \frac{\pi}{2} - \varepsilon\right], \left[\frac{\pi}{2} + \varepsilon, \pi\right]$ (последнее ограничение связано с тем, что окрестность угла $\Theta = \frac{\pi}{2}$ соответствует высокочастотной ветви колебаний, которая выходит за рамки принятого нами МГД приближения, а величина ε определяется для каждой среды из условия $\omega \ll \omega_{ci}$, где ω_{ci} есть ионно-циклотронная частота) приводит нас к выводу о возбуждении рассматриваемым источником s -ой гармоник.

Плотность энергии W_s s -ой гармоники этих волн, распространяющихся в обоих направлениях вдоль оси z есть

$$\begin{aligned} W_s = \frac{\rho_0}{c^2} \frac{q^2 \Omega^2}{H_0^2} \left(\frac{l}{\rho}\right)^2 x_0^2 \frac{\omega_{1,2}^2}{(1 \mp \beta_A)^2} \left\{ J_{s+1}^2\left(\frac{\omega_{1,2}}{c_A} l x_0\right) J_{s+2}^2\left(\frac{\omega_{1,2}}{c_A} \rho x_0\right) + \right. \\ \left. + J_{s-1}^2\left(\frac{\omega_{1,2}}{c_A} l x_0\right) J_{s-2}^2\left(\frac{\omega_{1,2}}{c_A} \rho x_0\right) + 2 J_{s+1}\left(\frac{\omega_{1,2}}{c_A} l x_0\right) J_{s+2}\left(\frac{\omega_{1,2}}{c_A} \rho x_0\right) \times \right. \\ \left. \times J_{s-1}\left(\frac{\omega_{1,2}}{c_A} l x_0\right) J_s\left(\frac{\omega_{1,2}}{c_A} \rho x_0\right) \cos \left[2 \frac{\omega_{1,2}}{c_A} (z \mp c_A t) \pm 2 \varphi s \right] \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

Здесь φ — полярный угол, $\beta_A = \frac{v_0}{c_A}$, $\omega_{1,2} = \frac{\Omega s}{1 \mp \beta_A}$, $x_0 = l g\left(\frac{\pi}{2} - \varepsilon\right)$.

Из приведенного выражения (4) видно, что излучаемые частоты

претерпевают доплеровское смещение, а в поперечном направлении от оси Z энергия в основном сосредоточена в окрестности траектории источника. При удалении от оси Z убывание носит осциллирующий характер.

Численные оценки показывают, что, например, с увеличением расстояния точки наблюдения ρ от 10/ до 40/ плотность энергии излучения АВ на первой гармонике уменьшается на три порядка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Джангирян Р. Г., Костанян Ф. А. *Астрофизика*, 22, 189 (1985).
2. Lee M. A., *J. Geophys. Res.*, 67, 5163 (1981); 88, 6109 (1983).
3. Open Symposium on active experiments in space plasmas, Abstracts of scientific papers, XXI-st Gen. Ass. URSI, Florence, Italy, 1984, 77 p.

ՇԱՐԺՎՈՂ ԼԻՑԻԻ ԿՈՂՄԻՑ ԱԼՖՎԵՆՅԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԶԱՌԱԳԱՅՔՈՒՄԸ ՄԱԳՆԵՏԱԱԿՏԻՎ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Ա. Հ. ԲԱՐՍԵՂՅԱՆ

Դիտված է մագնիսակախված պլազմայում շարժվող արտաքին լիցքի կողմից ալֆվենյան ալիքների ճառագայթումը: Ցույց է տրված, որ ճառագայթումը կենտրոնացված է աղբյուրի հետագծի շրջակայքում և աղբյուրի շարժման տիրույթից հեռանալիս էներգիայի խտությունը կտրուկ նվազում է:

EXCITATION OF ALFVEN WAVES BY A MOVING CHARGE IN MAGNETOACTIVE PLASMA

A. G. BARSEGYAN

The radiation of Alfvén waves by an external charge moving in magnetoactive plasma has been considered. The wave is shown to be concentrated in the neighbourhood of source trajectory and the energy density of radiation to sharply decrease with the distance from the region of charge motion.

Изв. АН Армении, Физика, т. 26, вып. 1, 23—27 (1991)

УДК 533.95

ՕԲ УСЛОВИЯХ СПРАВЕДЛИВОСТИ ЛИНЕЙНОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ В ТЕОРИИ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Н. И. КАРБУШЕВ, Э. В. РОСТОМЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 18 июля 1990 г.)

Показано, что условие допустимости линейного рассмотрения движения электронов плазмы, традиционно используемое в теории плазменно-пучкового взаимодействия может быть нарушено, если ток пучка превосходит предельный вакуумный ток. Получены новые, более жесткие условия линейного рассмотрения плазмы.

В нелинейной теории плазменно-пучкового взаимодействия нелинейными уравнениями описывается лишь движение электронов пучка, а